



## Elements de representativite d'un demonstrateur de reacteur hybride

D. Kerdraon, A. Billebaud, R. Brissot, S. David, A. Giorni, D. Heuer, J.M.  
Loiseaux, O. Meplan

### ► To cite this version:

D. Kerdraon, A. Billebaud, R. Brissot, S. David, A. Giorni, et al.. Elements de representativite d'un  
demonstrateur de reacteur hybride. 2000, pp.1-39. in2p3-00009804

**HAL Id: in2p3-00009804**

**<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00009804>**

Submitted on 4 Dec 2000

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

---

---

## Eléments de représentativité d'un démonstrateur de réacteur hybride

---

---

Novembre 2000

D. Kerdraon, A. Billebaud, R. Brissot, S. David,  
A. Giorni, D. Heuer, J.M. Loiseaux, O. Méplan

Eléments de représentativité  
d'un démonstrateur de réacteur hybride

---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Eléments de représentativité</b>	<b>2</b>
1.1	Solutions de l'équation de la diffusion pour un milieu sous-critique . . . . .	2
1.1.1	Solutions de l'équation de la diffusion . . . . .	3
1.2	Critères retenus . . . . .	7
1.2.1	Définition du facteur de forme . . . . .	7
1.2.2	Importance du facteur de forme . . . . .	7
1.3	Géométrie du cœur et méthode de calcul utilisée . . . . .	8
1.4	Evolution des flux . . . . .	11
1.5	Estimation de $k_{\infty}$ avec MCNP4B . . . . .	14
1.6	Influence du niveau de sous-criticité . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Solutions envisagées</b>	<b>18</b>
2.1	Influence d'une zone buffer . . . . .	18
2.2	Influence de zones de densités de combustible variables . . . . .	18
2.3	Conclusions . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Caractérisation des flux aux interfaces et des débits de dose à la surface extérieure de la cuve</b>	<b>24</b>
3.1	Optimisation du calcul . . . . .	24
3.1.1	Pondération des cellules par importance . . . . .	24
3.1.2	Coupure en énergie . . . . .	24
3.1.3	Répartition des cellules de mesure . . . . .	25
3.1.4	Calcul du débit d'équivalent de dose (DED) . . . . .	25
3.2	Configuration du cœur . . . . .	26
3.3	Bilan neutronique . . . . .	27
3.4	Caractérisation des flux à l'intérieur de la cuve . . . . .	27
3.5	Caractérisation des flux et débits de dose à l'extérieur de la cuve . . . . .	30
3.6	Caractérisation des flux et débits de dose à l'extérieur de la cuve après 1m de béton autour de la cuve . . . . .	33
3.7	Conclusion . . . . .	35

# Chapitre 1

## Eléments de représentativité

Dans cette étude, nous avons cherché à quantifier le niveau de puissance thermique minimum du démonstrateur et à définir des critères physiques qui définissent le caractère représentatif d'un démonstrateur vers un réacteur de puissance.

### 1.1 Solutions de l'équation de la diffusion pour un milieu sous-critique

La propagation des neutrons dans un milieu matériel est donnée par une équation de transport de Boltzman [1]. Soit une densité de neutrons  $n(\vec{r}, v, t)$  se propageant dans un volume fini ou infini, on définit le flux de neutrons par :  $\phi(\vec{r}, v, t) = n(\vec{r}, v, t)v$ . L'équation de la diffusion dans un milieu homogène à un groupe d'énergie est donnée par :

$$D\Delta\phi(\vec{r}, v, t) - \Sigma_a\phi(\vec{r}, v, t) + S(\vec{r}, v, t) = \frac{1}{v} \frac{d\phi(\vec{r}, v, t)}{dt} \quad (1.1)$$

avec :

$D$  : le coefficient de diffusion (cm) ( $D \simeq \frac{\lambda_{tr}}{3}$  où  $\lambda_{tr}$  est le libre parcours moyen de transport),

$\Sigma_a$  : la section efficace macroscopique d'absorption totale (cm<sup>-1</sup>),

$S(\vec{r}, v, t)$  : une densité de source (n/(cm<sup>3</sup>.s)).

En régime permanent, on obtient :

$$D\Delta\phi(\vec{r}, v) - \Sigma_a\phi(\vec{r}, v) + S(\vec{r}, v) = 0 \quad (1.2)$$

Dans un milieu multiplicateur avec source externe  $S_{ext}(\vec{r}_0, v)$  à la position  $\vec{r}_0$ , on pose :

$$S(\vec{r}, v) = k_\infty \Sigma_a \phi(\vec{r}, v) + S_{ext}(\vec{r}_0, v) \quad (1.3)$$

avec :

$$k_\infty = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} \quad (1.4)$$

$\nu$  étant le nombre moyen de neutrons émis par fission et  $\Sigma_f$  la section efficace macroscopique de fission du combustible.

d'où :

$$\Delta\phi(\vec{r},v) + \frac{k_\infty - 1}{L^2}\phi(\vec{r},v) + \frac{S_{ext}(\vec{r}_0,v)}{D} = 0 \quad (1.5)$$

avec :

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$$

La résolution de cette équation, nous donne accès à la forme du flux dans le réacteur. On définit le "laplacien matière" par :

$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2}$  et on obtient l'équation à 1 groupe d'énergie (neutrons monocinétiques) :

$$\Delta\phi(\vec{r}) + B^2\phi(\vec{r}) + \frac{S_{ext}(\vec{r}_0)}{D} = 0 \quad (1.6)$$

Dans le cas d'un réacteur hybride, si la sous-criticité du cœur est importante, la valeur de  $k_\infty$  peut devenir proche de 1 voire inférieure à 1.

Si  $k_\infty > 1$ , on a :  $B^2 > 0$

Si  $k_\infty = 1$ , on a :  $B^2 = 0$  et alors :

$$\Delta\phi(\vec{r}) + \frac{S_{ext}(\vec{r}_0)}{D} = 0 \quad (1.7)$$

Enfin si  $k_\infty < 1$ , on a :  $B^2 = -\frac{k_\infty - 1}{L^2}$  et alors :

$$\Delta\phi(\vec{r}) - B^2\phi(\vec{r}) + \frac{S_{ext}(\vec{r}_0)}{D} = 0 \quad (1.8)$$

### 1.1.1 Solutions de l'équation de la diffusion

#### Solutions en coordonnées cartésiennes

La source externe  $S_{ext}(x_0, y_0, z_0)$  supposée ponctuelle, isotrope et constante est placée à l'origine en  $\vec{r}_0 = (x_0 = 0, y_0 = 0, z_0 = 0)$ . L'équation de la diffusion s'écrit alors dans les trois cas évoqués précédemment avec  $\vec{r} = (x, y, z)$  et  $\vec{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$  :

- Si  $k_\infty > 1$ ,

$$\frac{\partial^2\phi(x,y,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi(x,y,z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi(x,y,z)}{\partial z^2} + B^2\phi(x,y,z) + \frac{S_{ext}(x_0,y_0,z_0)}{D} = 0 \quad (1.9)$$

- Si  $k_\infty < 1$ ,

$$\frac{\partial^2\phi(x,y,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi(x,y,z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi(x,y,z)}{\partial z^2} - B^2\phi(x,y,z) + \frac{S_{ext}(x_0,y_0,z_0)}{D} = 0 \quad (1.10)$$

- Si  $k_\infty = 1$ ,

$$\frac{\partial^2\phi(x,y,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi(x,y,z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi(x,y,z)}{\partial z^2} + \frac{S_{ext}(x_0,y_0,z_0)}{D} = 0 \quad (1.11)$$

- avec les conditions aux limites sur les surfaces, pour un parallélépipède de côtés (a,b,c) centré en (0,0,0) et la condition de source :

$$\lim_{\vec{r} \rightarrow 0} \vec{J}(\vec{r}) = \vec{S}_{ext} \quad (1.12)$$

avec  $\vec{S}_{ext} = (S_{ext}, S_{ext}, S_{ext})$  et

$$\vec{J} = -D \overrightarrow{\text{grad}}(\phi(x,y,z)) \quad (1.13)$$

où  $\vec{J}$  est le courant neutronique (n/s).

On suppose que la distance extrapolée est confondue avec la limite géométrique du cœur, les conditions aux limites sur les surfaces s'écrivent alors :

$\phi(x = a/2, y, z) = 0$  et  $\phi(x = -a/2, y, z) = 0$ , pour  $-b/2 < y < b/2$  et  $-c/2 < z < c/2$   
Idem pour y en  $-b/2, b/2$  et z en  $-c/2, c/2$ .

On cherche les solutions en dehors de l'origine (où se trouve la source) sous la forme de fonctions séparées :

$$\phi(x,y,z) = \psi(x)\chi(y)\varphi(z) \quad (1.14)$$

- Si  $k_\infty > 1$ , l'équation de la diffusion s'écrit alors sous la forme du système :

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \alpha_l^2\psi(x) = 0 \quad (1.15)$$

$$\frac{d^2\chi(y)}{dy^2} + \beta_m^2\chi(y) = 0 \quad (1.16)$$

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} + \gamma_n^2\varphi(z) = 0 \quad (1.17)$$

En posant,  $B^2 = \alpha_l^2 + \beta_m^2 + \gamma_n^2$ , les solutions sont de la forme :

$$\psi(x) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \cos(\alpha_i x) + D_i \sin(\alpha_i x) \quad (1.18)$$

$$\chi(y) = \sum_{i=1}^{\infty} B_i \cos(\beta_i y) + E_i \sin(\beta_i y) \quad (1.19)$$

$$\varphi(z) = \sum_{i=1}^{\infty} C_i \cos(\gamma_i z) + F_i \sin(\gamma_i z) \quad (1.20)$$

où  $A_i, B_i, C_i, D_i, E_i$  et  $F_i$  sont les constantes d'intégration.

La symétrie et un flux maximal au centre imposent que :  $D_i = 0, E_i = 0$  et  $F_i = 0$ .

Les conditions aux limites imposent que :

$\psi(-a/2) = 0$  et  $\psi(a/2) = 0$  soit  $\alpha_i = (2i+1)\frac{\pi}{a}$ ,  $i=0,1,2,\dots$

Idem pour y en  $-b/2, b/2$  et z en  $-c/2, c/2$ .

La solution générale est alors :

$$\phi(x,y,z) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} A_{ijk} \cos((2i+1)\frac{\pi}{a}x) \cos((2j+1)\frac{\pi}{b}y) \cos((2k+1)\frac{\pi}{c}z) \quad (1.21)$$

avec  $A_{ijk} = A_i B_j C_k$ .

Les constantes  $A_{ijk}$  définissent les différents modes du flux et sont déterminées par la condition de source.

La source étant ponctuelle, il est logique de l'écrire sous la forme  $S\delta(x,y,z)$ ,  $\delta(x,y,z)$  étant la fonction de Dirac à 3 dimensions telle que :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y,z) \delta(x,y,z) dx dy dz = f(0,0,0) \quad (1.22)$$

On peut développer le terme source sous la forme [7] :

$$S_{ext}(x,y,z) = S\delta(x,y,z) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} S_{ijk} \cos((2i+1)\frac{\pi}{a}x) \cos(2j+1)\frac{\pi}{b}y \cos((2k+1)\frac{\pi}{c}z) \quad (1.23)$$

En utilisant les propriétés d'orthogonalité des fonctions cosinus :

$$\int_{-a/2}^{a/2} \cos((2i+1)\frac{\pi}{a}x) \cos((2j+1)\frac{\pi}{a}x) dx = \frac{a}{2} \delta_{ij} \quad (1.24)$$

avec  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker défini par  $\delta_{ij} = 1$  si  $i = j$  et 0 sinon.  
on obtient :

$$S = S_{ijk} \frac{abc}{8} \quad (1.25)$$

soit  $S_{ijk} = \frac{8S}{abc}$ .

La source peut donc s'écrire :

$$S_{ext}(x,y,z) = \frac{8S}{abc} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \cos((2i+1)\frac{\pi}{a}x) \cos((2j+1)\frac{\pi}{b}y) \cos((2k+1)\frac{\pi}{c}z) \quad (1.26)$$

En remplaçant, dans l'équation 1.9, les expressions du flux donné par l'équation 1.21 et de la source définie par la relation 1.26, on obtient par identification la valeur des coefficients  $A_{ijk}$ .

Les coefficients  $A_{ijk}$  prennent la forme suivante :

$$A_{ijk} = \frac{8S}{abcD((2i+1)\frac{\pi}{a})^2 + ((2j+1)\frac{\pi}{b})^2 + ((2k+1)\frac{\pi}{c})^2 - B^2)} \quad (1.27)$$

• Si  $k_{\infty} < 1$ ,

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} - \alpha_l^2\psi(x) = 0 \quad (1.28)$$

$$\frac{d^2\chi(y)}{dy^2} - \beta_m^2\chi(y) = 0 \quad (1.29)$$

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} - \gamma_n^2\varphi(z) = 0 \quad (1.30)$$



Les solutions sont de la forme :

$$\psi(x) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i e^{-\alpha_i x} + D_i e^{\alpha_i x} \quad (1.31)$$

$$\chi(y) = \sum_{i=1}^{\infty} B_i e^{-\beta_i y} + E_i e^{\beta_i y} \quad (1.32)$$

$$\varphi(z) = \sum_{i=1}^{\infty} C_i e^{-\gamma_i z} + F_i e^{\gamma_i z} \quad (1.33)$$

Le flux doit s'annuler lorsque  $\vec{r} \rightarrow \infty$  d'où :  
 $D_i = E_i = F_i = 0$ .

La solution générale est donc :

$$\phi(x, y, z) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} A_{ijk} e^{-\alpha_i x} e^{-\beta_j y} e^{-\gamma_k z} \quad (1.34)$$

avec  $A_{ijk} = A_i B_j C_k$ .

- Enfin si  $k_{\infty} = 1$ ,

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = 0 \quad (1.35)$$

$$\frac{d^2 \chi(y)}{dy^2} = 0 \quad (1.36)$$

$$\frac{d^2 \varphi(z)}{dz^2} = 0 \quad (1.37)$$

Les solutions sont de la forme :

$$\psi(x) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i x + D_i \quad (1.38)$$

$$\chi(y) = \sum_{i=1}^{\infty} B_i y + E_i \quad (1.39)$$

$$\varphi(z) = \sum_{i=1}^{\infty} C_i z + F_i \quad (1.40)$$

Les conditions aux limites imposent :

$$D_i = -\frac{A_i a}{2}, E_i = -\frac{B_i b}{2}, F_i = -\frac{C_i c}{2} \quad (1.41)$$

La solution générale s'écrit donc :

$$\phi(x, y, z) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} A_{ijk} \left(x - \frac{a}{2}\right) \left(y - \frac{b}{2}\right) \left(z - \frac{c}{2}\right) \quad (1.42)$$

avec  $A_{ijk} = A_i B_j C_k$ .

Il apparaît donc que les solutions analytiques en coordonnées cartésiennes de l'équation de la diffusion sont différentes suivant la valeur de  $k_{\infty}$ . En effet, les solutions sont de types cosinus pour  $k_{\infty} > 1$ , linéaires pour  $k_{\infty} = 1$  et exponentielles décroissantes pour  $k_{\infty} < 1$ . Ces solutions sont le résultat d'un modèle simple de diffusion à un groupe d'énergie. Dans la suite, nous allons confronter ces résultats aux simulations détaillées du démonstrateur.

## 1.2 Critères retenus

Outre les facteurs de multiplication  $k_{eff}$  et  $k_{\infty}$ , représentatifs du contrôle du réacteur et de la multiplication neutronique, nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux facteurs de forme radial et axial pour quantifier l'influence du pic de puissance créé au centre du réacteur par la source de neutrons de spallation, ainsi qu'à la forme du flux.

### 1.2.1 Définition du facteur de forme

Le facteur de forme est défini par le rapport entre la puissance maximale et la puissance moyenne dans le cœur.

$$F = \frac{P_{max}}{P_{moy}} \quad (1.43)$$

On utilise de préférence la puissance linéique. La puissance linéique (W/cm) est définie pour chaque cellule combustible comme :

$$P_{lin} = \frac{E_{deposee} N_s q}{L} \quad (1.44)$$

avec :

- $q$  le coefficient de conversion (J/MeV),
- $L$  la longueur de la cellule (cm),
- $E_{deposee}$  dans la cellule (MeV/n source),
- $N_s$  le nombre de neutrons source par s.

La puissance volumique (W/cm<sup>3</sup>) est définie pour chaque cellule combustible comme :

$$P_{vol} = \frac{E_{deposee} N_s q}{V} \quad (1.45)$$

avec  $V$  le volume de la cellule (cm<sup>3</sup>).

Si les crayons ont des sections identiques, on a :

$$P_{vol} = \frac{P_{lin}}{S} \quad (1.46)$$

$S$  étant la section du crayon (cm<sup>2</sup>).

### 1.2.2 Importance du facteur de forme

Pour des impératifs de tenue technologique [9,10], la puissance linéique maximale est fixée à une valeur limite qu'on ne doit pas dépasser en relation avec les possibilités d'évacuation de la puissance par le caloporteur. Comme, par ailleurs, la puissance moyenne est proportionnelle à la puissance extraite du réacteur, on voit que l'on a intérêt à ce que  $F$  soit le plus petit possible :

- d'une part, plus la puissance sera uniforme (à puissance maximale fixée), plus la température du fluide caloporteur sera homogène à la sortie du réacteur et meilleur sera le rendement thermodynamique de l'installation,
- enfin, un profil de puissance le plus homogène possible garantira un burn-up homogène dans l'ensemble du cœur.

En complément de ce dernier point, c'est la gestion du combustible qui dépend de la répartition du burn-up dans l'ensemble du cœur. Rappelons que le cœur du réacteur étant enfermé dans une cuve sous pression, il faut ouvrir le couvercle pour charger et décharger le combustible : c'est une opération qui se fait donc à l'arrêt. Elle est longue, donc coûteuse en immobilisation de la centrale (3 semaines environ) et réclame des manipulations en ambiance radioactive. Le producteur souhaite donc en limiter la fréquence et adopte généralement un cycle annuel. De plus, le fournisseur de combustible garantit généralement un taux d'épuisement moyen du combustible avant décharge. Compte tenu du taux maximal admissible pour une pastille de combustible (50000 MWj/t), le taux moyen (33000 MWj/t) dépend des facteurs de forme axial et radial. Les objectifs de la gestion du combustible sont en particulier :

- d'optimiser le taux d'épuisement pour la décharge de chaque région,
- d'assurer une distribution de puissance permettant le découplage des études thermohydraulique et neutronique : pour cela il faut limiter le facteur de forme pour l'élévation d'enthalpie du caloporteur de bas en haut dans chacun des assemblages. Pour un réacteur à neutrons rapides (type Superphenix), on obtient des facteurs de forme de l'ordre de 1,5 à 1,7 [8].

### 1.3 Géométrie du cœur et méthode de calcul utilisée

Pour déterminer la représentativité du démonstrateur, nous avons simulé différents cœurs de dimensions croissantes. Dans tous les cas, nous avons considéré un cœur orthocylindrique (la hauteur est double du rayon) pour faciliter les comparaisons. Les différents cœur sont constitués de tubes hexagonaux (TH) en acier d'un pas (p) de 13.93 cm dans lesquels sont présents des aiguilles de combustibles séparées par un fil d'acier. Le pourcentage de caloporteur (He) à l'intérieur des tubes hexagonaux est de 50 %. Le pas de 13.93 cm correspond à un optimum de la surface perdue entre le cœur et le tube du faisceau pour un rayon intérieur du cœur de 29 cm (figure 1.1).

Le combustible est du MOX (mixed oxyde) dont l'enrichissement en Pu est variable (tableau 1.1). L'ensemble des assemblages hexagonaux a été modélisé le plus finement possible (figure 1.2).

élément	%
$^{235}\text{U}$	$0.72 \times (1 - e)$
$^{238}\text{U}$	$99.28 \times (1 - e)$
$^{238}\text{Pu}$	$1.97 \times e$
$^{239}\text{Pu}$	$53.31 \times e$
$^{240}\text{Pu}$	$25.67 \times e$
$^{241}\text{Pu}$	$9.87 \times e$
$^{242}\text{Pu}$	$7.90 \times e$
$^{241}\text{Am}$	$1.28 \times e$

TAB. 1.1 – Vecteur isotopique du MOX en fonction de l'enrichissement  $e$  ( $0 \leq e \leq 0.3$ ).

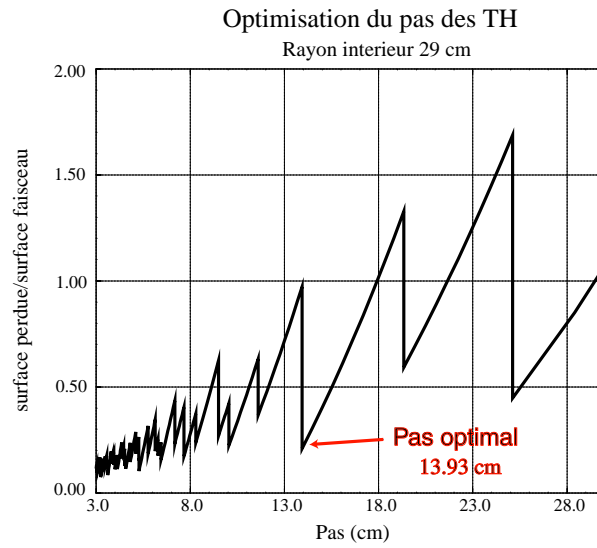


FIG. 1.1 – *Calcul du pas optimisé.*

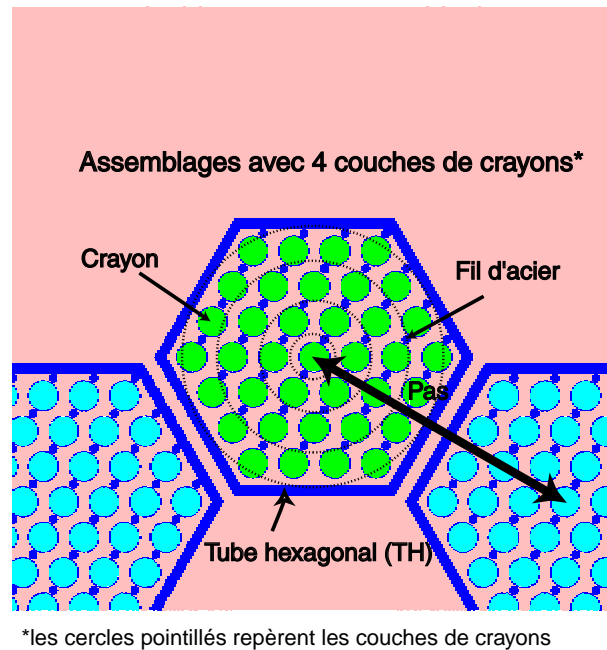
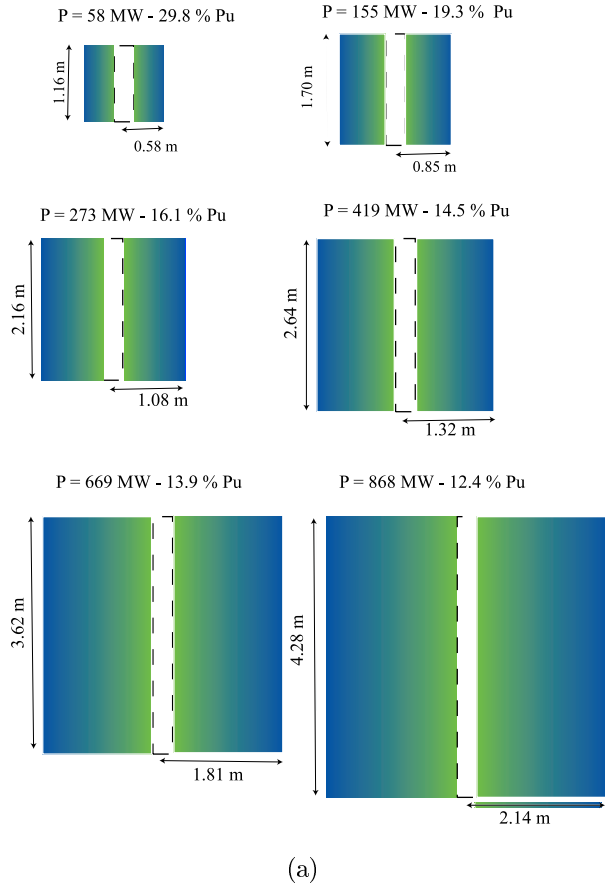


FIG. 1.2 – *Modélisation des tubes hexagonaux (TH) pour 4 couches d'aiguilles combustibles ( $n=4$ ).*

# CIBLE FONTAINE - COEUR ORTHOCYLINDRIQUE



# CIBLE DE REFERENCE - COEUR ORTHOCYLINDRIQUE

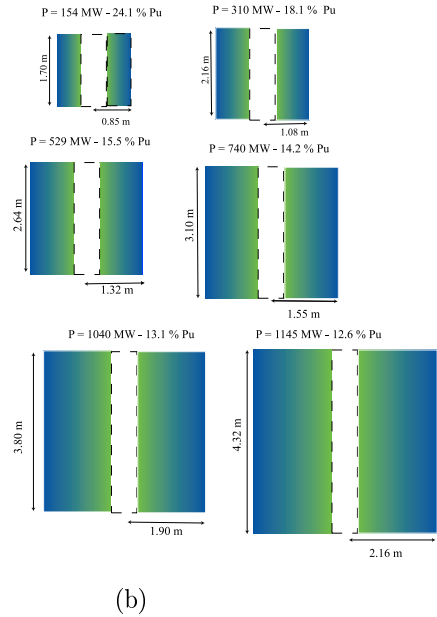


FIG. 1.3 – Représentation schématique des différents cœur avec la cible fontaine et la cible de référence.

Un réflecteur de 1.2 m d'épaisseur constitué d'assemblages hexagonaux avec des aiguilles en acier est placé en périphérie du cœur et les assemblages possèdent des réflecteurs à chaque extrémités. Le tube du faisceau a un rayon de 12.5 cm. Le faisceau de protons est constitué de protons d'une énergie de 1 GeV avec une intensité comprise entre 1 et 10 mA. Par ailleurs, nous avons utilisé deux types de cible, à savoir la cible de référence [9] de 58 cm de diamètre et une cible sans fenêtre de 33 cm de diamètre. La cible de référence est constitué de Pb/Bi liquide qui circulent autour de la fenêtre et possède un enceinte de confinement. Elle occupe une surface équivalente à 19 assemblages. La cible sans fenêtre est constituée d'une colonne de Pb-Bi liquide qui s'écoule dans le sens ascendant à l'intérieur d'un cylindre d'acier. Le Pb-Bi retombe par gravité le long du cylindre intérieur telle une fontaine. Dans la suite, elle sera désignée sous le terme de cible fontaine. Elle occupe une surface équivalente à 7 assemblages. Une représentation schématique de ces différents cœurs est donnée figure 1.3.

La puissance linéique maximum du combustible est fixée à 375 W/cm ce qui impose

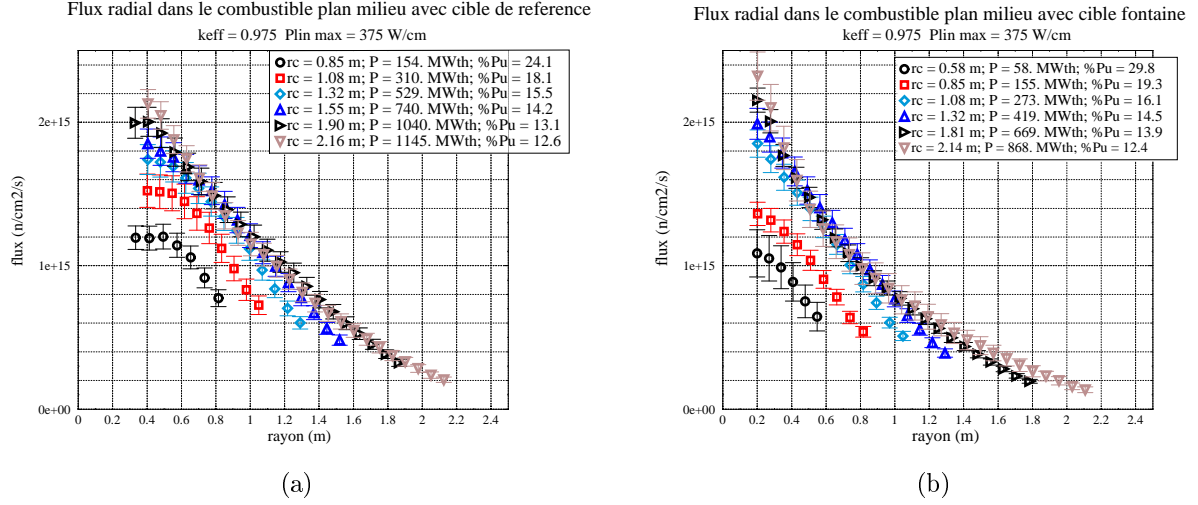


FIG. 1.4 – Evolution des flux radiaux dans le plan milieu avec la taille du cœur

la puissance du réacteur. La puissance totale est donnée par :

$$P_{tot} = \sum_{i=1}^{nbre\ cellules} P_{lin}^i L^i \quad (1.47)$$

où :  $P_{lin}^i$  est la puissance linéique de la cellule  $i$ ,  
avec  $P_{lin}^i \leq P_{lin}^{max}$ ,  $\forall i$   
et  $L^i$  la longueur de la cellule  $i$ .

La valeur de  $k_{eff}$  est fixée à 0.975 en prenant comme paramètre l'enrichissement en Pu. La valeur limite de l'enrichissement en Pu est de 30 %.

## 1.4 Evolution des flux

Les flux radiaux dans le plan milieu du cœur et axial au centre du cœur obtenus pour les deux cibles sont donnés respectivement sur les figures 1.4 et 1.5 pour les différents cœurs envisagés.

Il apparaît une évolution continue dans la forme des flux avec les dimensions du cœur :  
- les flux pour les cœurs de petites tailles présentent une forme en "cosinus",  
- les flux pour les cœurs de grandes tailles présentent une forme en "exponentielle". Une comparaison entre des formes analytiques du flux et le flux donné par MCNPX [4] est donnée sur la figure 1.6. Les paramètres A et B sont calculés par une méthode de  $\chi^2$  de minimisation de paramètres. On observe que la forme est relativement bien représentée. La concentration en Pu diminue pour obtenir le  $k_{eff}$  cherché lorsque la taille du cœur augmente.

Il est à noter également que la valeur maximale du flux augmente avec la taille. La puissance du réacteur est donnée par :

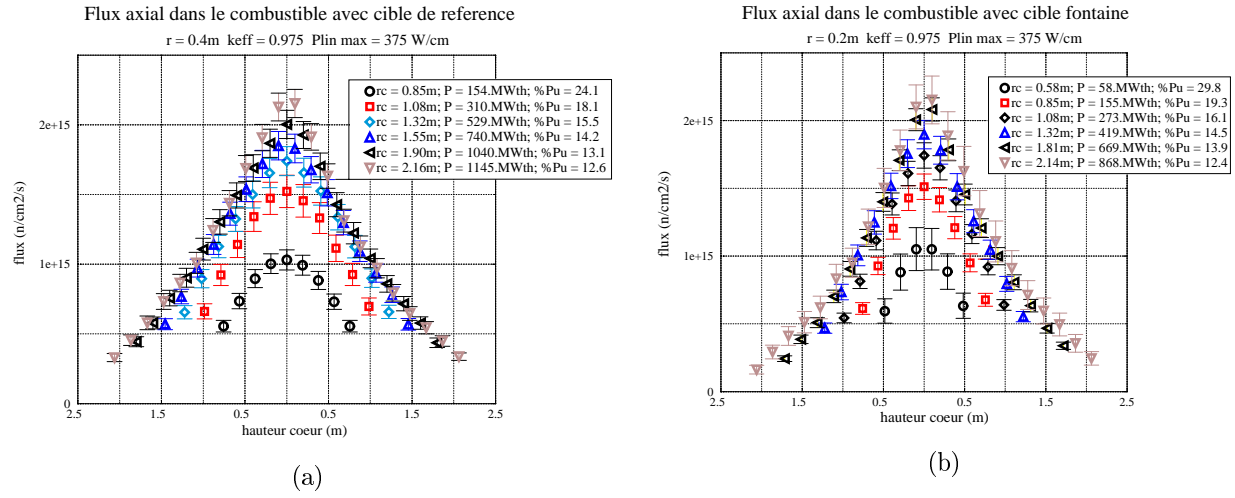


FIG. 1.5 – Evolution des flux axiaux à  $r = 0.2m$  (cible fontaine) et  $r = 0.4m$  (cible de référence) avec la taille du cœur

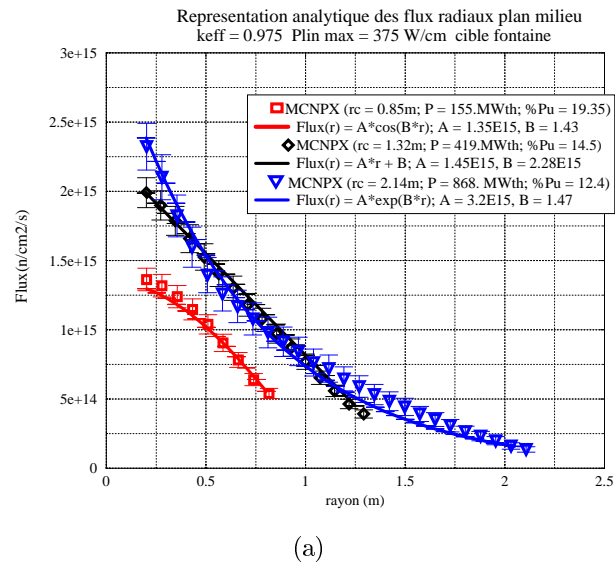
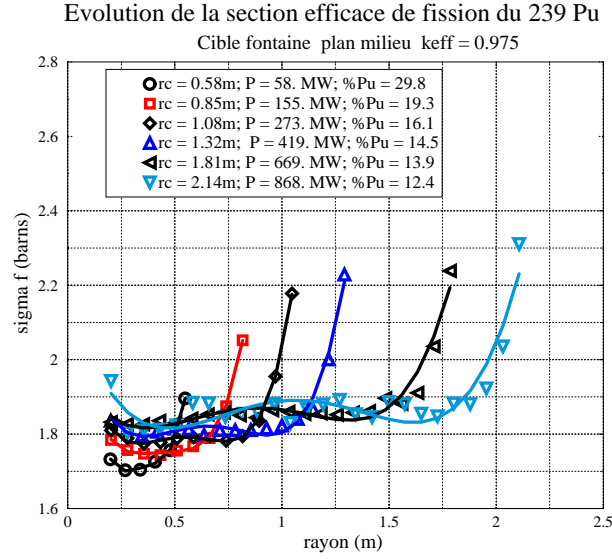


FIG. 1.6 – Comparaison entre les flux calculés par MCNPX et leurs expressions analytiques



(a)

FIG. 1.7 – Evolution de la section efficace de fission du  $^{239}\text{Pu}$  pour différentes tailles de cœur dans le plan milieu avec la cible fontaine.

$$P = \int_E \int_V E_{fiss} \sigma_f(E) N(\vec{r}) \phi(\vec{r}, E) dE dV \quad (1.48)$$

avec :

$E_{fiss}$  : l'énergie moyenne délivrée par fission,

$\sigma_f(E)$  : la section efficace de fission ( $\text{cm}^2$ ),

$N(\vec{r})$  : la densité neutronique ( $\text{n}/\text{cm}^3$ ),

$\phi(\vec{r}, E)$  : le flux de neutrons ( $\text{n}/\text{cm}^2/\text{s}$ ).

Dans cette expression, la section efficace de fission du  $^{239}\text{Pu}$  peut être remplacée par une section efficace moyenne malgré une remontée sur les bords du réacteur suite à la présence du réflecteur (figure 1.7). En effet, le réflecteur renvoie des neutrons d'énergie plus faible pour lesquels la section efficace de fission est plus élevée (environ 20 %). L'énergie moyenne délivrée par une fission est de l'ordre de 200 MeV.

Cette évolution de la forme du flux est à mettre en relation avec la valeur de  $k_\infty$  et par conséquent de la diminution des fuites lorsque la taille du cœur augmente.

Lorsque la taille du cœur augmente, la valeur de  $k_\infty$  diminue et le flux passe à une forme exponentielle. Cette forme en exponentielle est préjudiciable pour la bonne gestion du combustible puisque le facteur de forme est dégradé.

Le facteur de forme radial dans le plan milieu du cœur est donné sur la figure 1.8. Pour les cœurs de grande taille, le facteur de forme dans le plan horizontal milieu devient nettement supérieur à la valeur explicitée précédemment. Il convient de remarquer que le facteur de forme pour la cible fontaine est supérieur à celui de la cible de référence. Le flux pour la cible de référence est atténué par un plus grand étalement des neutrons source.



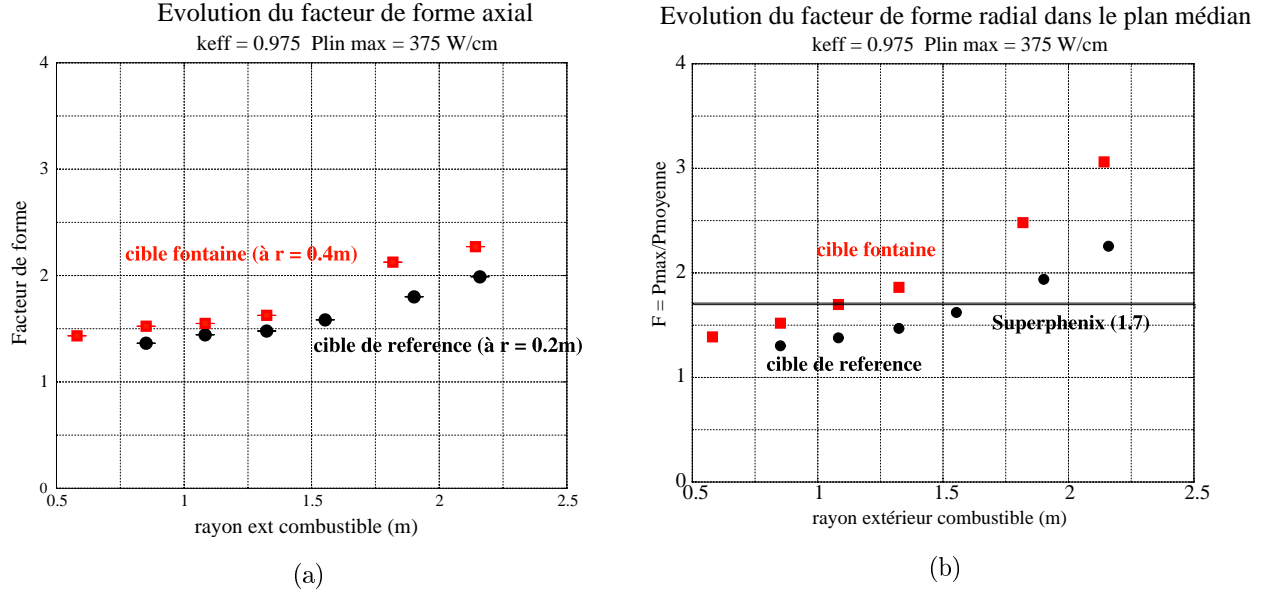


FIG. 1.8 – Evolution des facteurs de forme radiaux et axiaux pour les 2 cibles et pour différentes tailles de cœur.

En effet, le flux est donné par :  $\phi = nv$ . Pour un nombre de neutrons source donné par seconde, la densité neutronique  $n$  diminue avec l'étalement des neutrons et par conséquent le flux diminue. En éloignant les premiers assemblages, on réduit le maximum du flux et donc le pic de puissance. Par ailleurs, la présence d'une quantité supplémentaire d'acier dans la cible de référence augmente les captures de neutrons source et diminue légèrement le flux. Enfin, pour définir un démonstrateur de puissance minimale, il apparaît que la taille de la cible influe directement sur la puissance totale délivrée. En effet, pour la petite cible et donc le cœur le plus petit, formé de 48 assemblages réalisant les contraintes sur l'enrichissement et le  $k_{eff}$ , la puissance minimale obtenue est de 58 MW. Pour la cible de référence, le cœur le plus petit, réalisant les contraintes sur l'enrichissement et le  $k_{eff}$ , est formé de 90 assemblages combustibles et fournit une puissance thermique de 155 MW.

## 1.5 Estimation de $k_{\infty}$ avec MCNP4B

Dans le but de vérifier que la transition dans la forme du flux est bien gouvernée par le  $k_{inf}$ , nous avons cherché à l'estimer à partir du  $k_{eff}$  calculé par MCNP4B [5]. Le  $k_{eff}$  peut être défini comme le rapport entre le nombre de neutrons créés par fission et le nombre total de neutrons perdus par absorption ou fuite [2], soit :

$$k_{eff} = \frac{N_{creees}}{N_{absorbes} + N_{fuites}} \quad (1.49)$$

Le nombre de neutrons créés s'écrit en négligeant les (n,xn) qui sont comptés en

négatifs dans les absorptions :

$$N_{crees} = \sum_i \int_E \int_{\vec{r}} \nu_i(E) n_i(\vec{r}) \sigma_i^{fis}(E) \phi(E, \vec{r}) dE d^3 \vec{r} \quad (1.50)$$

- $n_i(\vec{r})$  est le nombre de noyaux  $i$  par unité de volume à la position  $\vec{r}$  du réacteur
- $\nu_i(E)$  est le nombre de neutrons émis par la fission du noyau  $i$  provoquée par un neutron d'énergie  $E$
- $\sigma_i^{fis}(E)$  est la section efficace différentielle de fission du noyau  $i$  à l'énergie  $E$
- $\phi(E, \vec{r})$  est le flux neutronique différentiel à l'énergie  $E$  et à la position  $\vec{r}$

$$N_{absorbes} = \sum_i \int_E \int_{\vec{r}} n_i(\vec{r}) \sigma_i^{abs}(E) \phi(E, \vec{r}) dE d^3 \vec{r} + \Sigma_0^{abs} \int_E \int_{\vec{r}} \phi(E, \vec{r}) dE d^3 \vec{r} \quad (1.51)$$

- La première somme représente les absorptions dans le combustible ; en règle générale, c'est cette partie de  $N_{absorbes}$  qui aura tendance à évoluer durant le fonctionnement du réacteur.
- $\Sigma_0^{abs}$  représente la section efficace macroscopique d'absorption dans le caloporteur et les éléments de structure. Dans un réacteur rapide, les sections efficaces de ces noyaux sont suffisamment faibles pour que leurs variations soient négligeables durant le fonctionnement du réacteur.

Il faut ajouter au terme d'absorption un terme représentant les neutrons qui s'échappent du réacteur ; Ce terme de fuite est délicat à définir du fait de la présence d'un réflecteur qui permet à des neutrons qui s'échappent du cœur d'y revenir après quelques diffusions, cependant, on écrit ce terme dans le formalisme des équations de diffusion :

$$N_{fuites} = \int_S \vec{J} d\vec{S} \quad (1.52)$$

où  $\vec{J}$  représente un courant de neutrons à travers les surfaces extérieures du réacteur S.

Le facteur  $k_\infty$  correspond par définition à un réacteur infini donc sans fuite d'où :

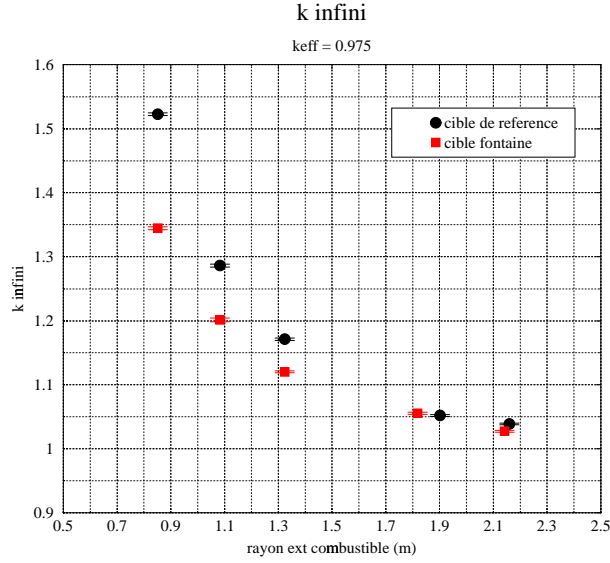
$$k_\infty = \frac{N_{crees}}{N_{absorbes}} \quad (1.53)$$

avec les définitions des nombres  $N_{crees}$  et  $N_{absorbes}$  identiques à celles de  $k_{eff}$ .

A partir des définitions de  $k_\infty$  et  $k_{eff}$  en fonction des nombres de neutrons créés ( $N_{crees}$ ) et de neutrons absorbés ( $N_{absorbes}$ ), on peut en déduire une relation simple entre  $k_\infty$  et  $k_{eff}$  :

$$k_\infty = k_{eff} \left( 1 + \frac{N_{fuites}}{N_{absorbes}} \right) \quad (1.54)$$

Les nombres  $N_{fuites}$  et  $N_{absorbes}$  sont donnés par le calcul MCNP [5] de  $k_{eff}$  sans réflecteur et sans cuve autour du cœur pour éviter les réflexions de neutrons. Le nombre de neutrons absorbés est la somme des nombres de neutrons absorbés sur l'ensemble des réactions possibles ((n,fission), (n,xn), (n,  $\gamma$ )).



(a)

FIG. 1.9 – Evolution de la valeur de  $k_{inf}$  avec l'augmentation de la taille du rayon extérieur du cœur.

Les valeurs estimées de  $k_{\infty}$  sont données sur la figure 1.9. Pour un  $k_{eff}$  fixé à 0.975, le  $k_{\infty}$  tend vers  $k_{eff}$  lorsque le rayon augmente (i.e. les fuites diminuent). La transition du flux a lieu pour un  $k_{\infty}$  de 1.05 pour la cible fontaine et pour la cible de référence. La transition s'effectue pour un  $k_{\infty}$  proche de 1 de façon continue. La transition n'a pas lieu pour  $k_{\infty} = 1$ . Ceci montre la différence entre une simulation détaillée et le modèle analytique simple qui reste une approximation.

## 1.6 Influence du niveau de sous-criticité

Le niveau de sous-criticité a une influence immédiate sur la forme du flux et donc sur la puissance totale délivrée à puissance linéique donnée. Plus le réacteur est sous-critique, pour une géométrie donnée, plus le flux sera piqué au centre et fortement exponentiel (figure 1.10). En effet, le rapport entre la puissance délivrée par le faisceau et la puissance fournie par le cœur sous-critique augmente. Il semblerait intéressant d'avoir un  $k_{eff}$  suffisamment élevé pour assurer une forme de flux et un facteur de forme corrects. Naturellement, un compromis doit être trouvé avec un niveau de sûreté acceptable.

Le réacteur simulé pour quantifier l'influence du niveau de sous-criticité sur la forme du flux est constitué de la cible fontaine. Le cœur combustible est constitué de 798 assemblages avec un rayon extérieur de 2.14 m et une hauteur de 4.28 m. La puissance linéique maximum est de 375 W/cm comme précédemment. Le faisceau est toujours constitué de protons avec une énergie de 1 GeV. Les protons de 1 GeV définissent la source en entrée de MCNPX [4,6].

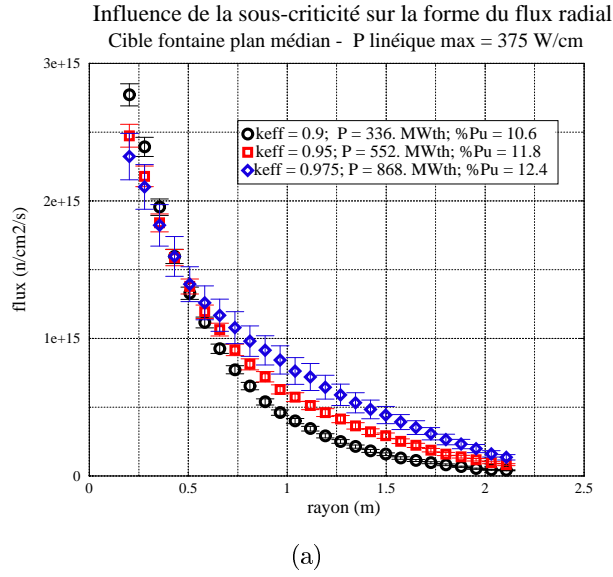


FIG. 1.10 – Influence de la sous-criticité sur la forme du flux radial dans le plan milieu du cœur.

$k_{eff}$	0.89820 (0.00176)	0.95239 (0.00225)	0.97571 (0.00133)
$\%Pu$	10.6	11.7	12.4
$P_{th}(MW)$	336. (13.)	551. (23.)	868. (82.)
$I(mA/100MW)$	4.97 (0.20)	2.33 (0.10)	1.03 (0.10)
$P_{faisceau}(MW)$	16.69 (0.67)	12.83 (0.55)	9.28 (0.86)
$G = P_{th}/P_{faisceau}$	20.	43.	89.
$F_{radial}$	4.55	3.70	3.06
$F_{axial}$	3.46	2.88	2.27

TAB. 1.2 – Caractéristiques neutroniques

Il apparaît une dégradation des facteurs de forme axial et radial lorsque le niveau de sous-criticité augmente. En effet, le pic de puissance à proximité de la source est renforcé. Cet effet, cumulé à un flux de forme exponentiel qui réduit la puissance thermique totale délivrée, dégrade le rendement du cœur.

# Chapitre 2

## Solutions envisagées

Dans ce chapitre, nous avons envisagé des solutions permettant de conserver une forme de flux acceptable dans le cas d'un cœur de dimensions industrielles.

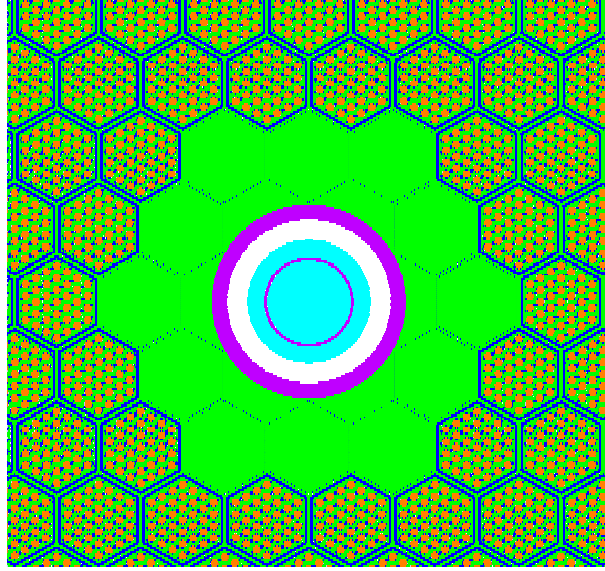
### 2.1 Influence d'une zone buffer

Pour ce faire, une solution adoptée dans la définition du projet d'amplificateur d'énergie du CERN [2] est d'incorporer un buffer entre la source et le cœur. Le buffer utilisé pour l'amplificateur d'énergie est constitué par un cylindre de plomb. Dans le cas du démonstrateur refroidi au gaz, nous avons réalisé un buffer en supprimant les crayons combustibles et les fils d'acier à l'intérieur des tubes hexagonaux d'épaisseur réduite et en conservant de l'hélium à la place (figure 2.1). Les réflecteurs en acier au dessus et en dessous des tubes hexagonaux sont conservés. Nous n'avons pas souhaité incorporer un buffer rempli de plomb pour ne pas modifier le spectre énergétique des neutrons source et pour éviter les problèmes de corrosion par le plomb et d'activation (création de  $^{210}\text{Po}$ ). Le flux étant défini par  $\phi(\vec{r}, v, t) = n(\vec{r}, v, t)v$ , l'incorporation d'une zone perméable aux neutrons facilite leur étalement spatial dans le cœur sans modifier leur vitesse (i.e leur énergie). Pour un nombre de neutrons source noté  $n_0$  délivré instantanément, la densité neutronique de ces neutrons source est  $n_0/V$  où  $V$  est le volume d'étalement sans interaction (à l'intérieur du buffer). La densité neutronique diminue lors du parcours du buffer et donc la valeur du flux à l'entrée de la zone combustible est atténuée (figure 2.2).

L'incorporation de la zone buffer a permis en effet d'atténuer le pic de puissance et d'améliorer la forme du flux et par conséquent le facteur de forme (le facteur de forme axial passe de 2. à 1.7). Cette amélioration s'accompagne d'un gain sur la puissance totale délivrée par le réacteur.

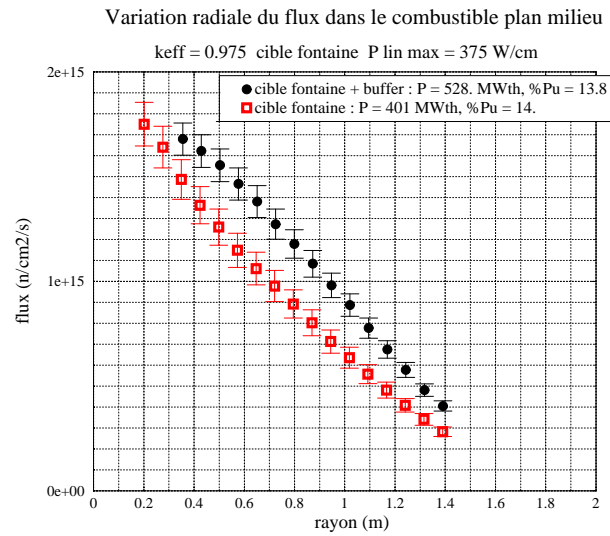
### 2.2 Influence de zones de densités de combustible variables

Pour améliorer le facteur de forme, il convient de réduire le pic de puissance au centre du réacteur. Dans cette optique, d'autres solutions que la mise en place d'un buffer



(a)

FIG. 2.1 – *Représentation du buffer entre la cible de spallation et le cœur.*



(a)

FIG. 2.2 – *Influence d'une zone buffer sur la forme du flux avec cible fontaine.*

existent. Il est notamment possible de réaliser des zones de densités de crayons variables avec un enrichissement uniforme ou bien de réaliser des zones à enrichissement variable d'assemblages identiques. Dans le cas d'une densité de crayons variable, nous avons envisagé cinq zones différentes :

- la première zone (zone 1), la plus proche de la cible est constituée de 12 assemblages sans crayon (comme précédemment),
- une deuxième zone (zone 2) constituée de 102 assemblages (tubes hexagonaux) comporte seulement 19 crayons combustibles par assemblage,
- une troisième zone (zone 3) de 78 assemblages avec 37 crayons par assemblage,
- une quatrième zone (zone 4) de 150 assemblages formés de 61 crayons par assemblage
- et enfin une dernière zone (zone 5) formée par des assemblages remplis par des crayons en acier sert de réflecteur.

Le cœur comprend un total de 330 assemblages de combustible. Les pourcentages de volumes occupés par les crayons sur le volume d'un tube hexagonal dans la partie combustible sont respectivement de 18.2 %, de 35.3 % et de 57.5 % pour les zones 2, 3 et 4. La densité de crayons varie dans les rapports 1 pour la zone 2, 2 pour la zone 3 et 3 pour la zone 4.

Numéro de zone	2	3	4	5
Type	combustible	combustible	combustible	réflecteur
composition	Mox (14.1%Pu)	Mox(14.1%Pu)	Mox (14.1%Pu)	acier
crayons/assemblage	19	37	61	37
rayon crayon (mm)	7.17	7.14	7.10	7.14
V crayon/V TH %	18.2	35.3	57.5	35.3
V he/V TH %	63.	50.	30.	50.

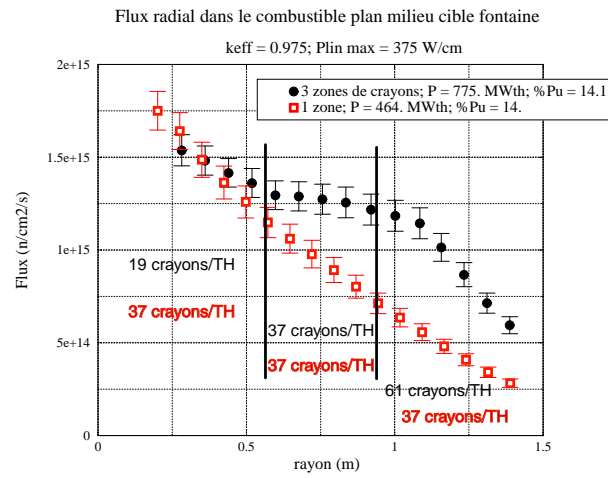
TAB. 2.1 – *Caractéristiques du cœur multi-zones*

Cœur	Référence	Densité variable
$k_{eff}$	0.97472 (0.00127)	0.977360 (0.00164)
$k_s$	0.97694 (0.00303)	0.96934 (0.00350)
$\varphi^*$	1.098 (0.205)	0.732 (0.140)
%Pu	14.0	14.1
$P_{th}(MW)$	464.	775.
I(mA/100MW)	1.21 (0.09)	1.27 (0.09)
$P_{faisceau}(MW)$	5.64	9.84
$G = P_{th}/P_{faisceau}$	82.	79.
$F_{radial}$	2.01	1.47

TAB. 2.2 – *Caractéristiques neutroniques*

Les rayons des crayons de combustibles (avec leurs gaines) sont respectivement de 7.17 mm, de 7.14 mm et 7.10 mm pour les zones 2, 3 et 4 (voir tableau 2.1).

La comparaison entre les formes des flux radiaux dans le plan milieu du cœur (figure 2.3) fait apparaître une amélioration de la forme du flux (plus proche d'un cosinus) avec



(a)

FIG. 2.3 – Influence d'une zone buffer et du découpage du cœur en zones de densité de crayons variables sur la forme du flux avec cible fontaine.



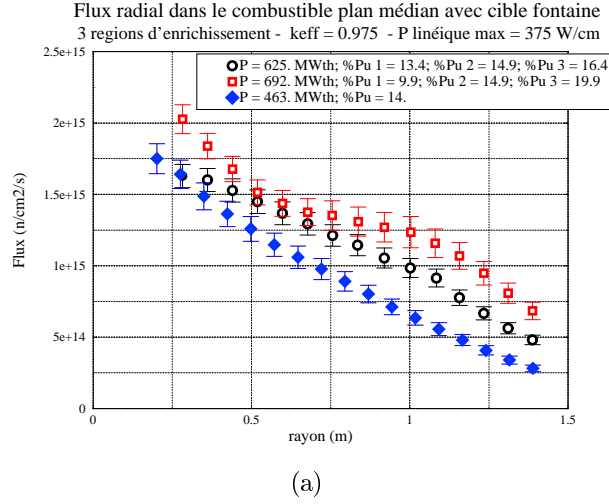


FIG. 2.4 – Influence du découpage du cœur en zones d'enrichissements variables sur la forme du flux avec cible fontaine.

une réduction de l'importance du pic du flux au centre du cœur et donc une amélioration du facteur de forme. Par ailleurs, une réduction du flux maximum ralentit l'endommagement des matériaux par création de dpa. Cette amélioration permet une meilleure répartition de la puissance dans le cœur et donc un gain sur la puissance totale délivrée. La puissance totale obtenue avec un cœur constitué de zones de densités variables de crayons est de 775 MW contre 464 MW avec un cœur uniforme (voir tableau 2.2). Par contre, on obtient une dégradation du  $k_s$  qui s'explique par l'étalement spatial des neutrons source. Du point de vue de la sûreté, un  $k_s$  inférieur au  $k_{eff}$  peut s'avérer délicat. Par ailleurs, pour les industriels, la constitution d'un cœur avec des assemblages différents peut être une source d'erreurs lors du chargement, mais actuellement les cœurs sont constitués de différentes zones d'enrichissement dont l'ordre doit être scrupuleusement respecté lors du plan de chargement. Une modification de la forme du flux obtenue en réalisant différentes zones d'enrichissement est donnée sur la figure 2.4. L'enrichissement est croissant de l'intérieur vers l'extérieur du cœur. On obtient une amélioration mais les enrichissements risquent d'évoluer différemment entre les différentes zones et l'on peut obtenir des effets contraires. Par ailleurs, la dégradation du  $k_s$  est encore accentuée par rapport au cœur à zones de densités de crayons variables.

La solution pour améliorer la répartition de la puissance dans le cœur et donc le facteur de forme par des zones d'enrichissements variables nécessite de suivre l'évolution du combustible dont l'enrichissement va tendre vers l'enrichissement d'équilibre dans les différentes zones.

## 2.3 Conclusions

Il apparaît donc une modification importante de la forme du flux lorsque la taille du cœur (i.e la puissance totale à puissance linéique fixée) augmente. La forme du flux évolue d’une forme en cosinus (pour les petits cœurs) vers une forme en exponentielle (pour les plus gros cœurs). La forme du flux en exponentielle est problématique. En effet, cette forme renforce le pic de puissance au centre, dégrade le facteur de forme et limite la puissance totale maximale. Un ensemble de solutions a été envisagé, à savoir la création d’une zone buffer entre la cible de spallation et le cœur sous-critique, différentes zones de densités variables de crayons de combustibles et des zones d’enrichissements variables. Notre choix s’est porté sur la mise en place d’une zone buffer (avec de l’hélium) et des zones de densités variables de crayons. Il apparaît une amélioration notable de la forme du flux. Mais, un calcul d’évolution semble nécessaire pour compléter cette étude et comparer le comportement d’un cœur de densités de crayons variables et d’enrichissements variables. Enfin, pour le démonstrateur, dont la puissance doit être la puissance minimale représentative d’un réacteur de puissance, il apparaît que l’encombrement au centre du cœur est limitant sur la puissance minimale. En effet, la puissance minimale est obtenue pour la cible de moindre encombrement au centre (cible fontaine). Cette étude montre la différence entre un démonstrateur de faible puissance constitué d’un cœur de petite taille favorisant les fuites de neutrons et notamment des neutrons source hors du cœur et d’un cœur de puissance à vocation d’incinérateur dont la taille importante confine les neutrons. Dans le cas du démonstrateur, la démarche consiste à limiter les pertes de neutrons source en optimisant le couplage entre la cible et le cœur, voire en incorporant un pré-amplificateur de neutrons source (anneau de Pu fortement enrichi entourant la cible). Dans le cas d’un réacteur de puissance de taille importante où les fuites sont limitées, la démarche consiste à favoriser l’étalement spatial des neutrons source à l’intérieur du cœur en incorporant une zone buffer entre le module de spallation et le cœur.

# Chapitre 3

## Caractérisation des flux aux interfaces et des débits de dose à la surface extérieure de la cuve

Dans le but de quantifier l'importance prise par les neutrons de hautes énergies (au dessus de 20 MeV) du démonstrateur, nous avons caractérisé les flux aux interfaces cœur/réflecteur, réflecteur/cuve et la propagation des neutrons hors de la cuve pour déterminer les doses engendrées.

### 3.1 Optimisation du calcul

#### 3.1.1 Pondération des cellules par importance

Le problème majeur dans un calcul Monté Carlo est de réduire l'erreur relative associée aux grandeurs calculées. Ainsi dans MCNP(X), on ne peut faire confiance au résultat que si son erreur relative est inférieure à 10 %. De manière à conserver une statistique suffisante des neutrons à l'extérieur de la cuve et donc une erreur relative acceptable, les neutrons sortant du cœur sont multipliés par un facteur d'importance. Un ensemble de cellules imbriquées de poids croissant dirige préférentiellement les neutrons vers l'extérieur du cœur et compense l'atténuation du flux dans les matériaux. Les particules qui entrent dans une cellule de plus grande importance sont "splittées". Le splitting consiste à multiplier une particule en  $m$  particules filles (cellule d'importance  $m$ ). Pour tenir compte de la modification, chaque trajet résultant se voit affecté d'un poids  $W/m$  où  $W$  est le poids de la particule mère. Inversement, les particules entrant dans une région de moindre importance entreprennent la "roulette russe". La roulette russe consiste à "tuer" la particule avec une probabilité  $p$ , son poids est alors déposé dans la cellule ; si elle n'est pas "tuée" (probabilité  $1-p$ ), la particule continue d'être suivie mais on lui affecte le poids  $W/(1-p)$ .

#### 3.1.2 Coupure en énergie

De manière à extraire les neutrons de haute énergie, on réalise un calcul avec une coupure sur les neutrons d'énergie inférieure à 10 MeV. En effet, le nombre de neutrons

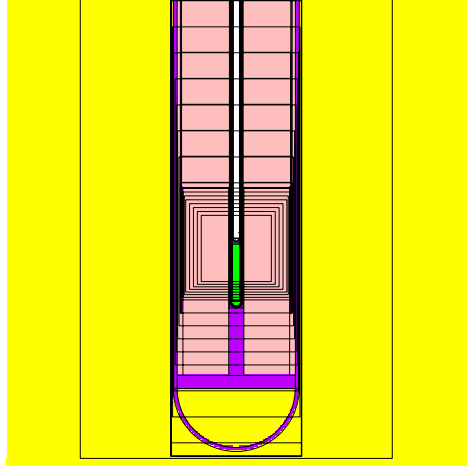


FIG. 3.1 – *Visualisation des cellules d'importance dans le cœur*

d'énergie supérieure à 10 MeV est faible devant l'ensemble des neutrons produits par fission dans le cœur. Ces neutrons de haute énergie sont typiquement des neutrons créés par spallation dans la cible et ayant traversé le cœur sans interagir ou alors faiblement.

### 3.1.3 Répartition des cellules de mesure

Les cellules sont positionnées à l'extérieur de la cuve. Elles sont constituées de couronnes de 50 cm de hauteur et de 2 cm d'épaisseur sur la hauteur de la cuve et de disques concentriques de 2 cm d'épaisseur espacés de 20 cm au dessus et en dessous de la cuve. Par ailleurs à l'intérieur de la cuve, nous avons disposé des cellules horizontales au dessus du cœur de manière à visualiser la dispersion des neutrons dans la cuve (voir figure 3.1).

### 3.1.4 Calcul du débit d'équivalent de dose (DED)

Les "tallies" dans MCNP(X), nous permettent d'obtenir le flux moyenné à l'intérieur des cellules. La conversion du flux moyenné au débit de dose (DED) est donné par :

$$DED = \int \phi(E) h^*(10)(E) dE \quad (3.1)$$

avec :

DED : le débit d'équivalent de dose (Sv/s)

$\phi$  : le flux de neutrons (n/cm<sup>2</sup>.s)

$h^*(10)$  : le facteur de conversion entre le flux et le débit de dose ambiant (Sv/cm<sup>2</sup>)

Le facteur de conversion de dose utilisé est tiré des références [13,14] basées sur les recommandations de l'ICRP données dans la publication 60 [11]. Les nouvelles recommandations modifient la dépendance du facteur de qualité Q(L) avec le transfert linéique

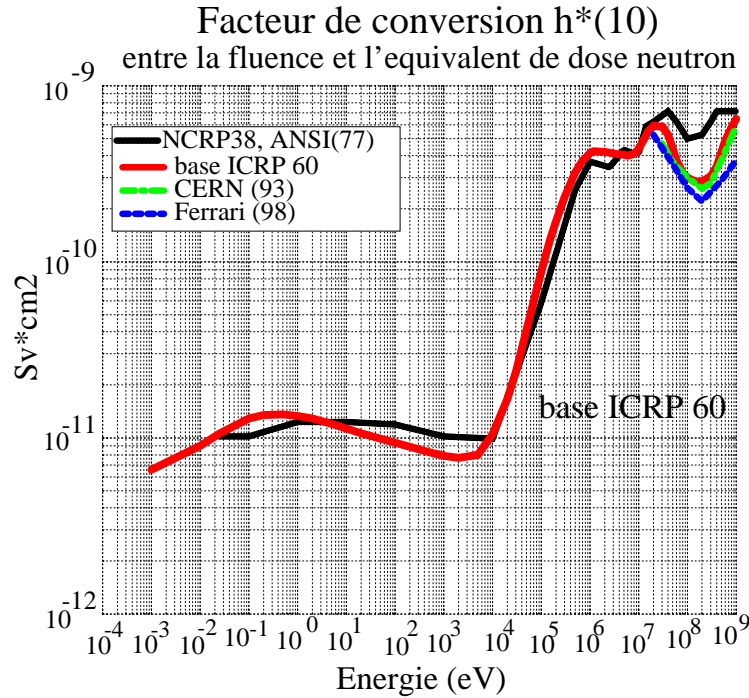


FIG. 3.2 – *Facteur de conversion  $h^*(10)$*

d'énergie des particules chargées dans l'eau. A partir de cette nouvelle définition, de nombreux calculs ont été réalisés pour tenir compte de cette nouvelle recommandation. La principale quantité opérationnelle recalculée, recommandée maintenant pour les mesures de radioprotection est l'équivalent de dose  $h^*(10)$ , qui est défini comme la dose équivalente à une profondeur de 10 mm sur l'axe principal de la sphère ICRU d'un diamètre de 30 cm irradiée par un faisceau plan et parallèle de particules. La composition de la sphère "équivalent tissu" à une composition en poids de H (10,1 %), C (11,1 %), N (2,6 %) et O (76,2 %). De même, l'équivalent de dose ambiante par unité de fluence,  $h^*(10)$ , pour les neutrons a été recalculé par différentes équipes [12,13,14,15]. Les différents facteurs de conversion pris en compte sont donnés sur la figure 3.2. L'objectif de ce travail n'étant pas de discuter les différences obtenues pour le facteur de conversion entre les différentes publications, nous avons choisi de prendre les valeurs [13,14] basées sur la publication 60 de l'ICRP [11]. Pour les neutrons de basse énergie, elles sont tirées de la référence [14] et pour les neutrons de haute énergie ( $>20$  MeV) de la référence [13] dont les valeurs sont données dans le tableau 3.2 de l'annexe.

## 3.2 Configuration du cœur

Le réacteur de puissance 100 MW contient 13680 kg de combustible dont 2736 kg de Pu réparti dans 102 assemblages. La puissance linéique moyenne est de 197. W/cm Le faisceau occupe 19 assemblages. Le réflecteur comprend 726 assemblages soit un total de 828 assemblages dans le cœur.

Le cœur est composé des matériaux suivant:

- proportion d'acier = 20.10 %,
- proportion de gaz = 47.50 %,
- proportion de combustible = 32.40 %.

Les principaux paramètres du cœur étudié sont rassemblés dans le tableau suivant :

rayon extérieur du cœur (m)	2.05
rayon intérieur du combustible (m)	0.29
rayon extérieur du combustible (m)	0.85
hauteur d'un assemblage (m)	7.22
nombre d'assemblages de combustible	102
hauteur du combustible (m)	2.62
pas des tubes hexagonaux (TH) (m)	0.139
espace entre les TH (m)	0.005
enrichissement en Pu (%)	20.
densité du combustible	9.39
porosité du combustible (%)	15.

Les principaux paramètres de la cuve sont rassemblés dans le tableau suivant :

épaisseur de la coque (m)	0.15
hauteur (m)	19.78
rayon intérieur (m)	2.27

L'intensité du faisceau est de 2.48 mA, soit un courant de protons de  $1,55.10^{16}$  p/s.

### 3.3 Bilan neutronique

On présente ici (tableau 3.1) les bilans neutroniques détaillés qui permettent de décrire assez précisément la vie des neutrons pour la configuration de réacteur décrite précédemment.

On peut notamment observer le nombre important de réactions  $(n, \gamma)$  qui représentent près de 60% des disparitions et notamment celles sur l'acier. A noter également, le faible pourcentage de réactions  $(n, \gamma)$  sur la cible (0,25 % de l'ensemble des  $(n, \gamma)$ ). Par ailleurs, les réactions  $(n, xn)$  sont essentiellement des réactions  $(n, 2n)$ . Les fuites représentent un peu plus de 8% des disparitions. De même, on constate que pour un neutron source créé il y a approximativement 2 neutrons qui s'échappent du réacteur.

### 3.4 Caractérisation des flux à l'intérieur de la cuve

Pour avoir une idée plus précise du flux, nous avons défini une première cellule qui englobe l'ensemble des assemblages du cœur (assemblages combustibles) et une deuxième cellule qui contient la première et qui s'étend jusqu'à la surface intérieure de la cuve (assemblages combustibles et réflecteurs). La première cellule est appelée cellule cœur

Bilan neutronique			
	Créations (normalisées par fission)	Disparitions (normalisées par fission)	
Source	0.1356	-	-
Fission	2.91	1.	<sup>235</sup> U 2.56% <sup>238</sup> U 10.68% <sup>238</sup> Pu 1.49% <sup>239</sup> Pu 60.74% <sup>240</sup> Pu 6.89% <sup>241</sup> Pu 15.85% <sup>242</sup> Pu 1.48% <sup>241</sup> Am 0.30%
( <i>n,xn</i> )	0.0255	0.0125	<sup>nat</sup> Pb 22.26% <sup>209</sup> Bi 28.95% <sup>238</sup> U 35.36% <sup>nat</sup> Fe 6.12%
( <i>n,γ</i> )	-	1.8	<sup>16</sup> O 0.54% <sup>nat</sup> Cr 7.15% <sup>25</sup> Mn 2.89% <sup>nat</sup> Fe 16.38% <sup>nat</sup> Ni 5.39% <sup>nat</sup> Cu 0.48% <sup>nat</sup> Mo 8.17% <sup>73</sup> Ta 0.74% <sup>nat</sup> W 4.27% <sup>nat</sup> Pb 0.11% <sup>209</sup> Bi 0.14% <sup>235</sup> U 0.49% <sup>238</sup> U 35.00% <sup>239</sup> Pu 0.49% <sup>240</sup> Pu 4.25% <sup>241</sup> Pu 1.27% <sup>242</sup> Pu 1.15% <sup>241</sup> Am 0.73%
Fuite	-	0.258	-

TAB. 3.1 – *Bilan neutronique détaillé du réacteur*

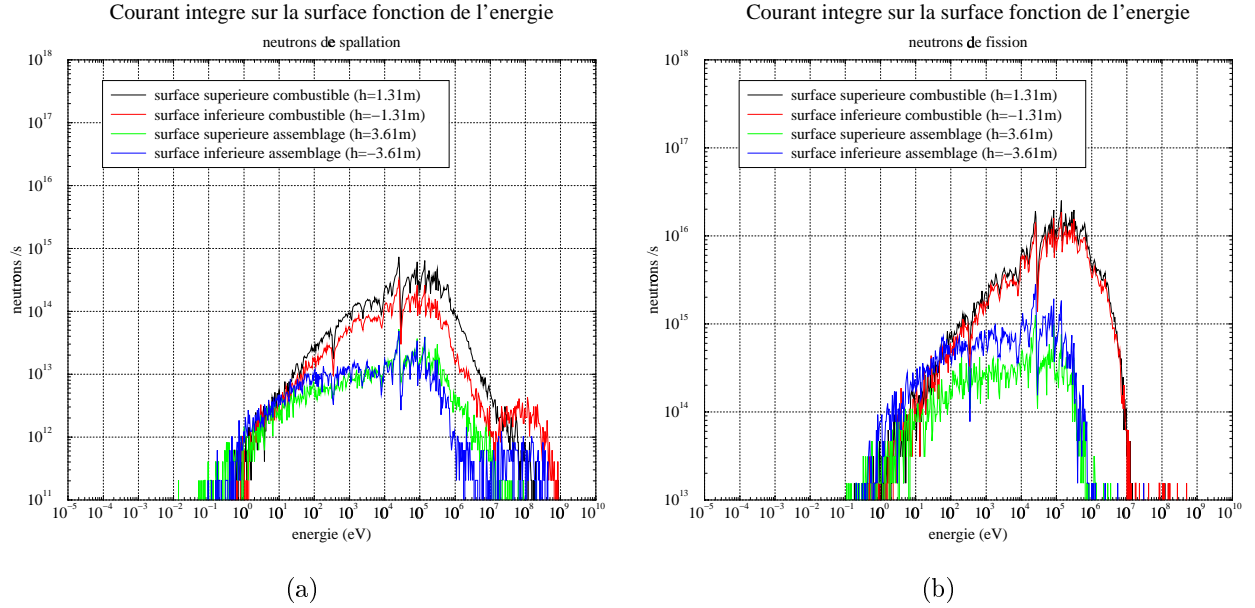


FIG. 3.3 – Courants intégrés pour l'ensemble des neutrons et pour les neutrons de spallation sur les surfaces inférieures et supérieures des cellules cœur et réflecteur

et la deuxième cellule réflecteur puisqu'elle contient les assemblages réflecteurs. Dans ces deux cellules, nous avons calculé les courants intégrés sur les surfaces inférieures, supérieures et latérales pour nos deux cellules cylindriques définies précédemment. La figure 3.3 suivante donne les courants intégrés pour les neutrons de fission et pour les neutrons de spallation sur les surfaces supérieures et inférieures. Il apparaît une symétrie parfaite pour les neutrons de fission dans le combustible (entre  $h=1.31\text{m}$  et  $h=-1.31\text{m}$ ). Cette symétrie est un peu modifiée pour les surfaces en  $h=3.61\text{m}$  et  $h=-3.61\text{m}$ . Pour les neutrons de spallation, on remarque une dissymétrie avant-arrière pour les neutrons de haute énergie (supérieure à  $10\text{ MeV}$ ). De plus, pour les neutrons d'énergie inférieure à  $10\text{ MeV}$ , le nombre de neutrons s'échappant par la surface supérieure est plus élevé que par la surface inférieure. Cette remarque s'explique par la dissymétrie du faisceau. En effet, la partie vide du faisceau est dans la partie supérieure du cœur et favorise les fuites.

Les courants intégrés sur les surfaces latérales sont donnés sur la figure (3.4) pour l'ensemble des neutrons et pour les neutrons de spallation au niveau de la cellule cœur et sur les surfaces intérieures et extérieures de la cuve en fonction de l'énergie. Ces courants surfaciques confirment le rapport entre le nombre de neutrons de total et le nombre de neutrons de spallation (facteur 100) ainsi que l'atténuation successive produite par la traversée du réflecteur puis de la cuve.

L'évolution du flux en fonction de l'énergie au dessus du cœur est donnée sur la figure (3.5). Cette figure permet de quantifier la divergence des neutrons au dessus du cœur. La valeur du flux est normalisée par proton source. Le rapport des fluences au dessus du cœur fait apparaître une atténuation du flux d'un facteur 10 entre une position proche du cœur ( $2,5\text{ m}$  au dessus du centre du cœur) et une position en haut de la cuve ( $7.5\text{ m}$



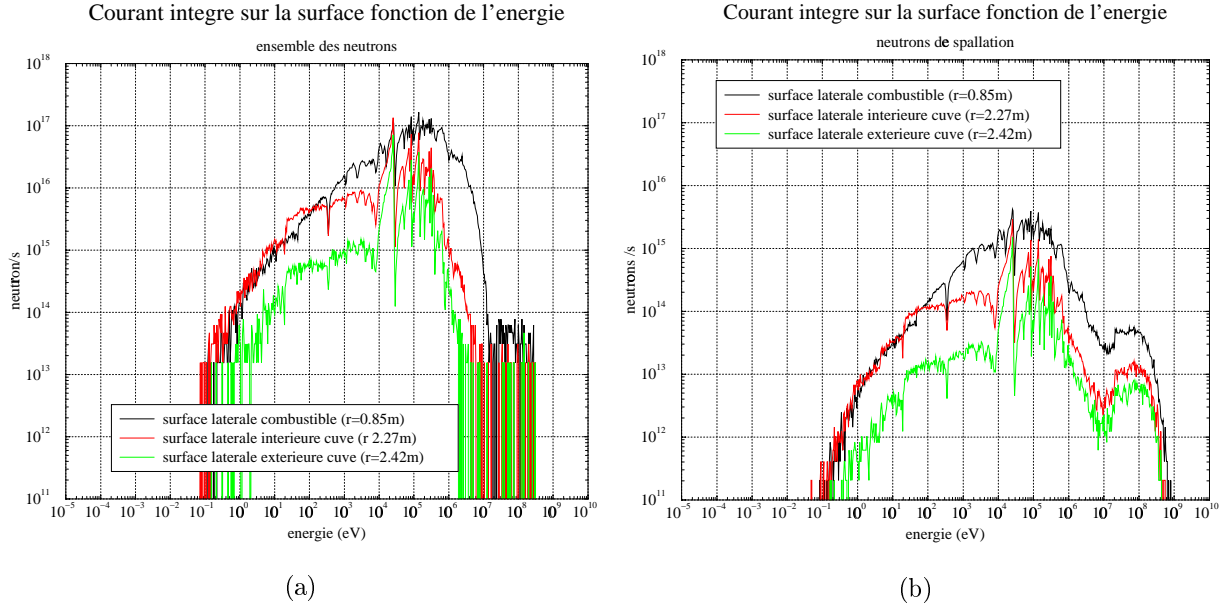


FIG. 3.4 – Courants intégrés pour l'ensemble des neutrons et pour les neutrons de spallation sur les surfaces latérales des cellules cœur et de la cuve

au dessus du centre du cœur). L'atténuation est due aux neutrons qui s'échappent par la paroi latérale de la cuve (atténuation en  $1/r^2$ ).

### 3.5 Caractérisation des flux et débits de dose à l'extérieur de la cuve

Les flux de neutrons à l'extérieur de la cuve par décades d'énergie sur la surface latérale de la cuve sont donnés sur la figure 3.6.

Les flux sont calculés dans les cellules positionnées à une distance radiale constante de 2.5 m et d'épaisseur 2 cm avec une hauteur de 50 cm. Les flux sont donc donnés en fonction de la hauteur de la cuve. L'origine est prise au centre de la source de spallation soit 26 cm en dessous de la fenêtre. Ce point correspond au milieu du cœur (la partie combustible des assemblages est centrée par rapport à ce point).

Ils se détachent deux groupes de neutrons :

- les neutrons créés par fission dans le cœur dont l'énergie est comprise entre quelques eV et quelques MeV,
- les neutrons créés par spallation dans la cible dont l'énergie est comprise entre quelques MeV et 1 GeV (énergie des protons incidents).

Les neutrons de spallation présentent un flux maximum décalé vers le bas par rapport au centre du cœur (disymétrie avant - arrière) conséquence de la direction vers le bas du faisceau de protons. Dans le détail, il apparaît d'après la figure 3.6, un flux maximum de l'ordre de  $1.10^{12}$  n/cm<sup>2</sup>/s positionné en hauteur au niveau du milieu du cœur pour des

### Flux des neutrons au dessus du cœur

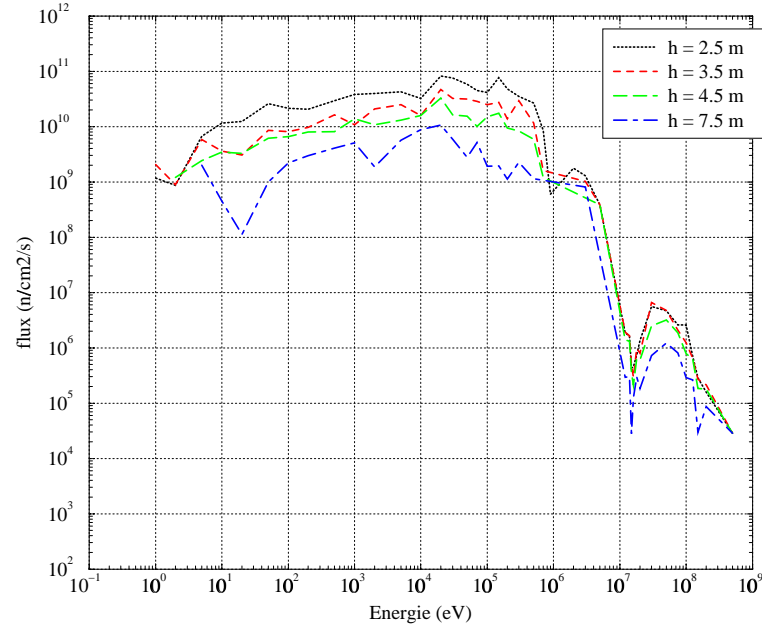


FIG. 3.5 – *Evolution du flux au dessus du cœur*

### Flux à l'extérieur de l'enceinte

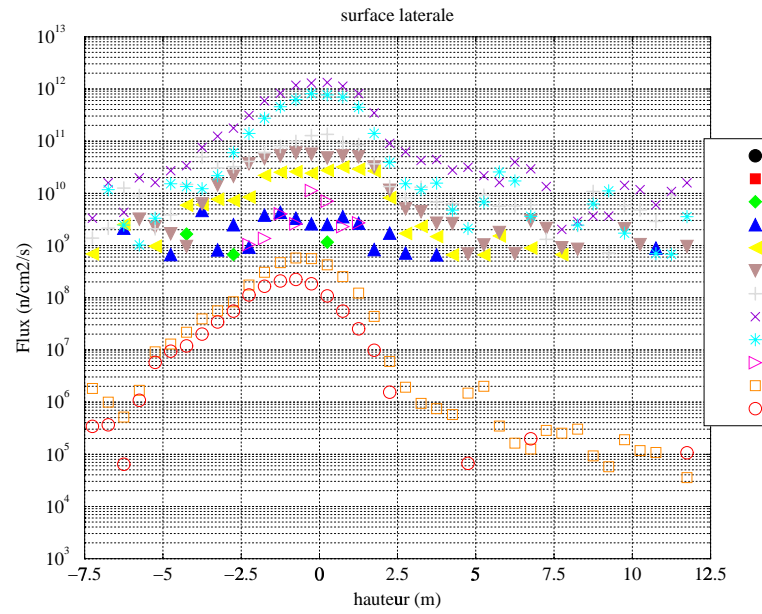


FIG. 3.6 – *Flux à l'extérieur de la cuve par décade d'énergie.*

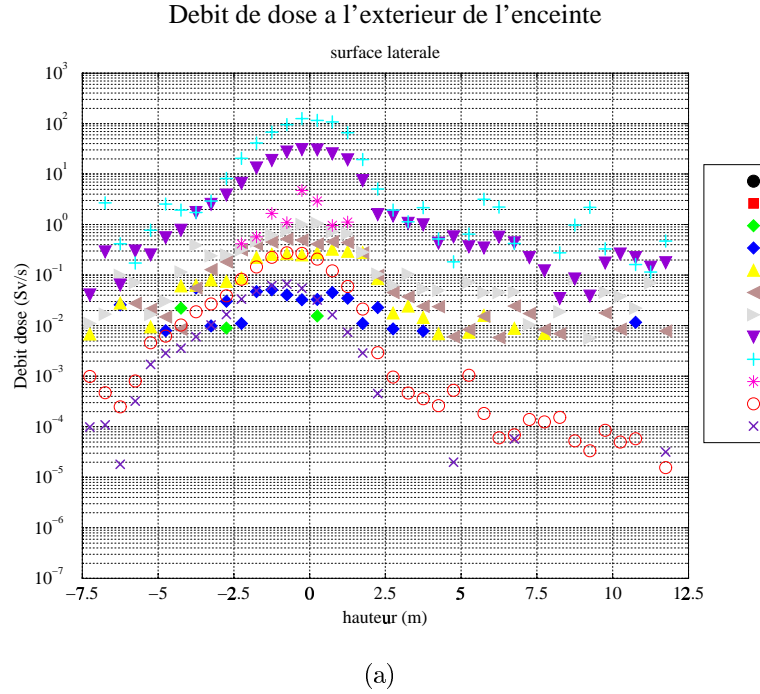


FIG. 3.7 – Flux à l'extérieur de la cuve par décade d'énergie.

neutrons entre 10 et 100 keV et de l'ordre de  $8 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>/s pour des neutrons de 100 keV à 1 MeV. Ces neutrons majoritaires confirment la nature rapide du spectre de neutrons du démonstrateur et ils correspondent essentiellement aux neutrons créés par fission dans le combustible.

Pour les neutrons de spallation, entre 10 à 100 MeV et 100 MeV à 1 GeV, les flux sont de l'ordre de  $5 \cdot 10^8$  et  $1 \cdot 10^8$  respectivement au maximum, soit un facteur de réduction de 1000 par rapport aux neutrons de fission. Par ailleurs, la dissymétrie avant - arrière est de plus en plus marquée que l'énergie des neutrons est élevée. Pour les neutrons entre 100 MeV et 1 GeV, le maximum est situé 1.5 m plus bas que le centre du cœur.

Le débit de dose calculé à l'aide des coefficients  $h^*(10)$  (tableau 3.2 en annexe) est donné sur la figure 3.7. La dose maximum est apportée par les neutrons compris entre 10 à 100 keV et 100 keV à 1 MeV avec un débit de dose maximum de l'ordre de 100 Sv/s. Les neutrons les plus pénalisants en terme de débit de dose sont les neutrons entre 100 keV et 1 MeV à associer à une ionisation importante de la matière. Celle-ci est la conséquence de la création de protons de recul [18,19]. Dans la matière "équivalente au tissu humain", fortement hydrogénée, les protons de recul apparaissent pour des neutrons de quelques keV ce qui explique l'évolution rapide du facteur  $h^*(10)$  autour du keV (figure 3.2). Par ailleurs, les neutrons de haute énergie (énergie supérieure à 10 MeV) ont une contribution, en terme de débit de dose, équivalente à celle des neutrons entre quelques eV à 1 keV avec un débit de dose de l'ordre de 0,2 Sv/s. Les neutrons de haute énergie ne sont pas pénalisants en terme de débit de dose à la sortie de la cuve puisque leur débit de dose est inférieur d'un facteur 100 à celui des neutrons d'énergie entre 10 keV et 1 MeV.

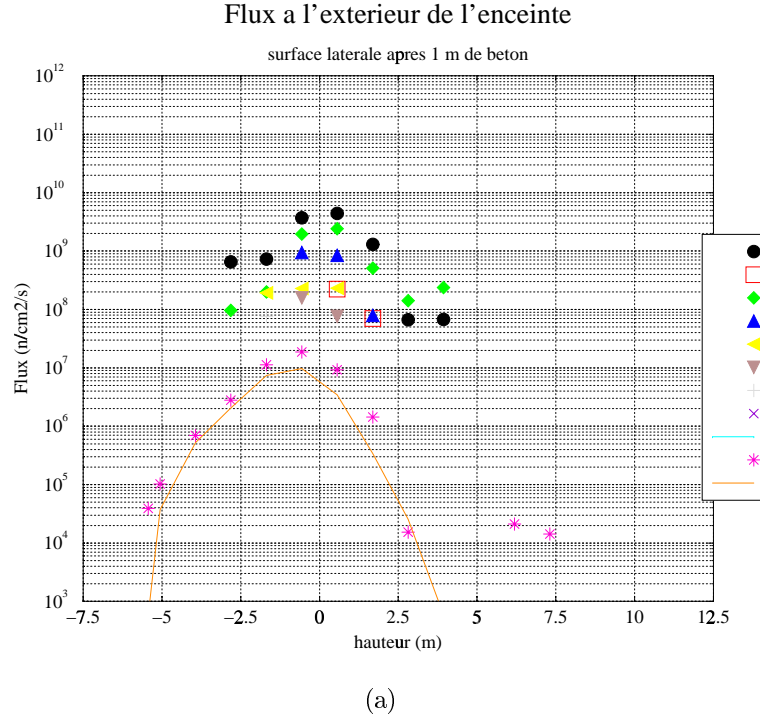


FIG. 3.8 – Flux à l'extérieur de la cuve après 1m de béton par décade d'énergie.

### 3.6 Caractérisation des flux et débits de dose à l'extérieur de la cuve après 1m de béton autour de la cuve

Les cellules de mesure sont désormais disposées après le béton dont la composition en pourcentage atomique est la suivante : O (62,47 %), Si (30,8 %), H (1,73 %), Fe (0,5 %) soit une densité de  $2.375 \text{ g/cm}^3$ . Des cellules d'importance croissante formées de cylindres emboîtés compensent l'atténuation engendrée par le béton de manière à conserver une statistique convenable dans nos cellules de mesure. Les flux obtenus par décade d'énergie après l'interposition de la protection en béton sont donnés sur la figure 3.8.

Les flux étant relativement faibles, des temps de calcul importants sont nécessaires pour obtenir une statistique correcte. En effet, dans le béton se produisent de nombreuses diffusions élastiques et inélastiques qui thermalisent les neutrons. Notre statistique présente des erreurs relatives importantes pour certains points ce qui montre les limites pour ce type de calcul. Par exemple, pour les hauteurs extérieures à l'emplacement du cœur seulement quelques neutrons apparaissent. Néanmoins, nos résultats indiquent sans ambiguïté l'influence de la protection en béton. Les neutrons qui présentent les flux les plus importants sont dorénavant les neutrons compris dans l'intervalle 0,01 à 1 eV suite à un effet de thermalisation du béton. Les flux maximum sont toujours placés au niveau du

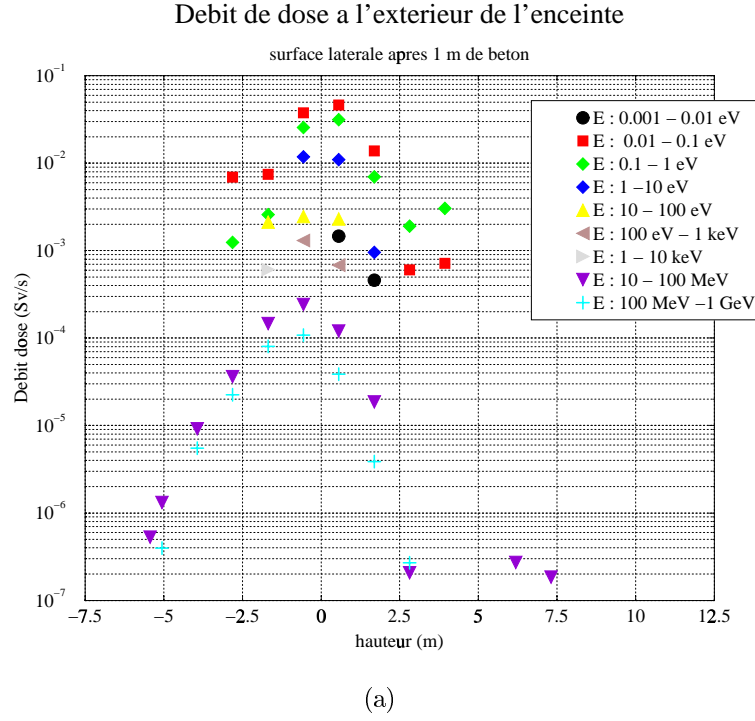


FIG. 3.9 – Débit de dose à l'extérieur de la cuve après 1m de béton par décade d'énergie.

centre du cœur avec une valeur maximum de  $10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>/s soit une atténuation d'un facteur 100 du flux. Par ailleurs, les neutrons de haute énergie (énergie supérieure à 10 MeV) sont présents mais avec une atténuation d'un facteur 10. Le flux maximum est de  $2 \cdot 10^7$  n/cm<sup>2</sup>/s pour les neutrons entre 10 et 100 MeV et de  $10^7$  n/cm<sup>2</sup>/s pour les neutrons de 100 MeV à 1 GeV. A noter par ailleurs, une statistique mauvaise pour les neutrons entre 10 keV à 10 MeV du fait de notre calcul en deux étapes (calcul pour les neutrons d'énergie inférieure à la coupure à 10 MeV et calcul pour les neutrons d'énergie supérieure à cette coupure).

Les débits de dose par décade d'énergie après l'interposition de 1 m de béton sont donnés sur la figure 3.9.

Il apparaît une atténuation d'un facteur 100 à 1000 du débit de dose après 1m de béton. Le débit de dose maximum est de l'ordre de quelques mSv/s. Les neutrons de 0.01 à 1 eV présentent la plus forte contribution au débit de dose (quelques centaines de mSv) suite à un effet de thermalisation du béton. Les valeurs des débits de dose obtenues restent bien supérieures aux valeurs admissibles. En effet, la CIPR60 [11] recommande à l'avenir d'abaisser le débit d'équivalent de dose dans les zones non réglementées à 100 mSv sur 5 ans, avec toutefois la possibilité d'atteindre 50 mSv sur 1 an, qui correspond à la norme actuelle. Pour respecter la recommandation de la CIPR60 [11,16,21], la protection doit aboutir à un débit équivalent de dose inférieur à  $10 \mu\text{Sv/h}$  soit  $2,8 \cdot 10^{-3} \mu\text{Sv/s}$ . Pour obtenir une telle valeur, il faut atténuer le débit de dose obtenue par un facteur 1 million soit l'interposition d'au moins 3 m de béton supplémentaires. Il est à noter également que

la composition du béton utilisée ne présente qu'une faible proportion d'hydrogène. Un calcul avec un béton de plus forte teneur en hydrogène induit une atténuation telle que la statistique devient insuffisante. Il est certainement possible d'incorporer du bore [20] au sein du béton de manière à en augmenter son efficacité ainsi que des feuilles de cadmium ou un modérateur (composé hydrogéné) pour les neutrons de plus haute énergie.

### 3.7 Conclusion

A la vue de ces résultats, il apparaît que les neutrons de spallation, après 1 m de béton, ne représentent qu'une faible contribution au débit de dose total à la sortie de la cuve (de l'ordre du centième du débit de dose total). Par contre, il semble nécessaire d'interposer une épaisseur importante de matériau (béton ou autre) pour obtenir leur thermalisation puis leur capture. La thermalisation doit être réalisée avec des matériaux fortement hydrogénés puis la capture par des éléments à base de bore ou de cadmium. Enfin, la méthode de Monté Carlo reste adaptée à ce type de problème notamment en utilisant au mieux les moyens numériques (estimateurs ponctuels, surfaces "source", facteurs d'importance localisés...) pour accélérer les calculs et améliorer la statistique si l'on interpose des épaisseurs importantes de matière. Elle permet également de recalculer des résultats obtenus à l'aide de codes déterministes tels que des codes basés sur la méthode des ordonnées discrètes.

## Références :

- [1] J.M. Loiseaux. Principes de base et caractéristiques particulières des systèmes sous-critiques assistés par accélérateur. Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire 1996. IN2P3.
- [2] S. David. Thèse de doctorat. Capacité des réacteurs hybrides au plomb pour la production d'énergie et l'incinération avec multirecyclage des combustibles, Evolution des paramètres physiques, Radiotoxicités induites. Université Joseph Fourier - Grenoble I. ISN:99-27.(mars 1999).
- [3] C. Rubbia and al. Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier (september 1995). CERN/AT/95-44(ET).
- [4] MCNPX Users's manual version 2.1.5, Laurie S. Waters, Editor. TPO-E83-G-UG-X-00001 (1999).
- [5] J. F. Briesmeister. MCNP - A general Monte Carlo N particle transport code, Los Alamos Laboratory report LA-12625-M (1997).
- [6] R. E. Prael and H. Lichtenstein. User Guide to LCS: The LAHET Code System. Los Alamos National Laboratory, LA-UR-97-4981. (1989)
- [7] R. Barjon. Physique des réacteurs de puissance. ISN 1975.
- [8] J. Bussac, P. Reuss. Traité de neutronique, Collection Enseignements et Sciences, Ed Hermann (1985).
- [9] B. Carlucci and P. Anzieu. Proposal for a Gas-cooled ADS Demonstrator. ADT-TA'99, Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International conference on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications, 7-11 june 1999, Praha (Czech Republic).
- [10] B. Carlucci et D. Verrier. Demo de système hybride refroidi au gaz - Principes de conception et principales caractéristiques. Communication privée (septembre 1998).
- [11] CIPR Publication 60, 1990. Recommandations 1990 de la Commission Internationale de Protection Radiologique, Pergamon Press.
- [12] A. Ferrari et M. Pelliccioni. Fluence to dose equivalent conversion data and effective quality factors for high energy neutrons, Radiation Protection Dosimetry Vol 76, No. 4. pp. 215-224 (1998).
- [13] A.V. Sannikov et E.N. Savitskaya. Ambient dose equivalent conversion factors for high energy neutrons based on the new ICRP recommendations, submitted to the 8th Symposium on Neutron dosimetry, Paris, 13-17 November 1995.

- [14] B. R. L. Siebert et H. Schuhmacher. Quality factors, ambient and personal dose equivalent for neutrons, based on the new ICRP stopping power data for protons and alpha particles, Radiation Protection dosimetry Vol 58, No. 3. pp. 177-183 (1995).
- [15] A.V. Sannikov et E.N. Savitskaya. Ambient dose and ambient dose equivalent conversion factors for high energy neutrons, CERN/TIS-RP/93-14 (October 1993).
- [16] H. Metivier. Principes et normes de radioprotection, publié dans Les Techniques de l'Ingénieur, B3904/5/1996 p. 1 à 11.
- [17] J. F. Briesmeister. MCNP - A general Monte Carlo N particle transport code, Appendix H, Table H.1, Neutrons Flux-to-dose rate conversion factors and quality factors, Los Alamos Laboratory report LA-12625-M (1997).
- [18] J. Schapiro. A guide for scientists and physicians, second edition, Cambridge, Harvard University Press (1981).
- [19] D. Blanc. Les rayonnements ionisants, detection, dosimétrie, spectrométrie, deuxième édition, MASSON (1997).
- [20] J.C. Klein et J. P. Deffain. Conséquences de l'effet de halo dans un accélérateur de protons de haute intensité, Rapport DRN/DMT SERMA/LCA/RT/99-2558/A (1999).
- [21] J. M. Bordy, T. Lahaye, C. Hoflack. Dosimétrie des neutrons et CIPR 60, Clefs CEA 38 (1998).
- [22] M. Biagi. Application d'une méthode de Monté carlo à la propagation des rayonnements, rapport de stage de projet de fin d'étude de l'ENSPG (1998).
- [23] H. Schraube et al. Proceedings of the 5<sup>th</sup> symposium on neutron dosimetry, Munich/Neuherberg (Allemagne), 17-21 septembre 1984. CEC EUR 9762 volumes I et II (1985).
- [24] R. E. Prael. Extended source options for MCNPX. Los Alamos National Laboratory, LA-UR-99-1040 (1999).



## Annexe :

énergie (eV)	$h^*(10)$ (Sv.cm <sup>2</sup> )	énergie (eV)	$h^*(10)$ (Sv.cm <sup>2</sup> )
1.00e-03	6.6e-12	1.2e+06	425.e-12
1.00e-02	9.0e-12	2.0e+06	420.e-12
2.53e-02	10.6e-12	3.0e+06	412.e-12
1.00e-01	12.9e-12	4.0e+06	408.e-12
2.00e-01	13.5e-12	5.0e+06	405.e-12
5.00e-01	13.6e-12	6.0e+06	400.e-12
1.00	13.3e-12	7.0e+06	405.e-12
2.00	12.9e-12	8.0e+06	409.e-12
5.00	12.0e-12	9.0e+06	420.e-12
1.00e+01	11.3e-12	1.00e+07	440.e-12
2.00e+01	10.6e-12	1.20e+07	480.e-12
5.00e+01	9.9e-12	1.40e+07	520.e-12
1.00e+02	9.4e-12	1.50e+07	540.e-12
2.00e+02	8.9e-12	1.60e+07	555.e-12
5.00e+02	8.3e-12	1.80e+07	570.e-12
1.00e+03	7.9e-12	2.00e+07	591.e-12
2.00e+03	7.7e-12	2.50e+07	586.e-12
5.00e+03	8.0e-12	3.00e+07	586.e-12
1.00e+04	10.5e-12	4.00e+07	528.e-12
2.00e+04	16.6e-12	5.00e+07	440.e-12
3.00e+04	23.7e-12	6.00e+07	377.e-12
5.00e+04	41.1e-12	8.00e+07	320.e-12
7.00e+04	60.0e-12	1.00e+08	300.e-12
1.00e+05	88.0e-12	1.50e+08	285.e-12
1.50e+05	132.e-12	2.00e+08	285.e-12
2.00e+05	170.e-12	3.00e+08	306.e-12
3.00e+05	233.e-12	4.00e+08	349.e-12
5.00e+05	322.e-12	5.00e+08	420.e-12
7.00e+05	375.e-12	6.00e+08	487.e-12
9.00e+05	400.e-12	8.00e+08	580.e-12
1.0e+06	416.e-12	1.0e+09	647.e-12

TAB. 3.2 – Valeurs utilisées du coefficient de conversion  $h^*(10)$